

Список литературы

1. Харитон Ю.Б. О детонационной способности взрывчатых веществ // Вопросы теории взрывчатых веществ: Сб.ст. (М., Л.). 1947. Вып.1 С. 7-28.
2. Михайлюк К.М., Трофимов В.С. О возможном газодинамическом пределе распространения стационарной детонации // Физика горения и взрыва, 1977, Т.13, № 4. С. 606-613.
3. И.Ф.Кобылкин, В.В.Селиванов, В.С.Соловьёв, Н.Н.Сысоев. Ударные и детонационные волны. Методы исследования. М. Физматлит, 2004, 376 с.
4. И.Ф.Кобылкин, В.В.Селиванов. Возбуждение и распространение взрывных превращений в зарядах взрывчатых веществ. М. Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2015, 354 с/
5. А.Я.Апин, Л.Н.Степик. О механизме химической реакции при детонации сплошных взрывчатых веществ. ПМТФ 1965, №2, стр. 146-149.
6. Г.Т.Афанасьев, В.И. Бедов, О.И.Сергиенко. Детонационная способность твердых ВВ при высокой плотности. // Физика горения и взрыва, 1981, т.17, №2, с.158-159.
7. R.H.Dinegar, R.H.Rochester, M.S.Millican. Effect of specific surface on the shock sensitivity of pressed granular PETN. Explosivstoffe 1963, №9, p. 188-189.
8. Д.В.Мильченко, В.А.Губачев, Л.А.Андреевских, С.А.Вахмистров, А.Л.Михайлов, В.А.Бурнашов, Е.В.Халдеев, А.И.Пятойкина, С.С.Журавлев, В.Н.Герман. Нано-структурированные ВВ, получаемые методом осаждения из газовой фазы. Особенности структуры и взрывчатых свойств. // Физика горения и взрыва, 2015, т.51, № 1, с.96-101.]
9. В.М.Бельский, Л.Е.Корнилова. Зависимость чувствительности водонаполненного гексогена к инициирующей ударной волне от давления предварительного ударного воздействия. Материалы VI Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. 23-26 сент., 1980, Алма-Ата. Сб. Детонация. Черноголовка, 1980, с.46-48.
10. К.К.Шведов, А.Н.Дремин, А.Л.Кривченко, Н.А.Мурашова, В.С.Коздов. "Инициирование детонации ударной волной в водонаполненном гранулированном тротиле. ФГВ 1974, № 4, стр. 561-568.
11. Дубнов Л.В., Сухих В.А., Томашевич И.И. К вопросу о природе локальных микроочагов разложения конденсированных ВВ при механических воздействиях. ФГВ т.7, №1, 1971, стр.147-149.
12. В.В.Кравцов, В.В.Сильвестров. Влияние низкой температуры на параметры детонации литого тротила. ФГВ 1979, т.15, №3, стр.119-124.
13. F.E.Walker. Quantum mechanics and molecular dynamics calculation provide new evidence for a free radical shock initiation model. Propellants, Explosives, Pyrotechnics 1982, v7, p.2-7.

РАСЧЕТЫ НИЗКОСКОРОСТНОГО СОУДАРЕНИЯ СФЕРИЧЕСКИХ ОСКОЛКОВ С ОБРАЗЦОМ ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА НА ОСНОВЕ ОКТОГЕНА ПО ДВУМ ТЕМПЕРАТУРНЫМ КРИТЕРИЯМ

С.Ю. Седов, В.Б. Вершинин, А.И. Кондрашенко

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

Низкоскоростной режим взрывчатых превращений (НСР ВП) начинается с теплового взрыва в горячем пятне (ГП), формирующемся во взрывчатых веществах (ВВ) в процессе низкоскоростных нагрузок. В ГП предполагается действующим диссипативный источник энергии, повышающий температуру T_h , и интенсифицирующий за счет этой температуры химические реакции.

Температурный подход является традиционным в имеющейся литературе по ВВ относящейся к предсказанию взрывных ситуаций ([1,2,3,7]). Для практики важен случай твердых гетерогенных ВВ в области большого размера с неоднородной на макро и мезоуровне деформацией. Тогда численное моделирование разогрева ВВ в области сдвигов приобретает феноменологический характер, требуя подгоночных параметров, извлекаемых из расчетов конкретных опытов.

Рассмотрим первый источник диссипации – трение внутри материала ВВ. Предположим, что разогрев в области горячего пятна обусловлен диссипацией механической энергии при пластическом течении в случае НСР ВП. Соответствующее повышение температуры материала выражается оценочной формулой:

$$\Delta T \approx \frac{Y \cdot \varepsilon}{\rho \cdot C},$$

где ε - деформация, ρ - плотность, Y - предел текучести. Тогда при обычных оценочных значениях предела текучести ВВ ~ 0.05 ГПа и обычных небольших деформациях $\varepsilon \leq 1$ получаем: $\Delta T \leq 100^0 K$. Следовательно, делаем вывод, что при не слишком больших деформациях либо пластическая деформация не является источником разогрева горячих пятен, либо предел текучести в области горячих пятен должен быть значительно больше обычных значений. Итак, если считать, что ВВ деформируется пластическим образом, то можно выдвинуть предположение, что есть места неоднородности с повышенной пластической деформацией в зонах локального адиабатического сдвига (очаги или “горячие пятна” пластической деформации), а в остальных областях ВВ она незначительна. Наглядно эту ситуацию можно изобразить рисунком 1. Сдвиги происходят в особых зонах, где значительны деформации. Общий сдвиг образца определяется суммой всех локальных сдвигов. Сдвиговое повреждение среды ВВ в конечном счете приводит к образованию трещин. Кроме того, сдвиги легче происходят в областях со значительным количеством трещин. Таким образом, для оценки повышения температуры в области сдвигов T_h нужно знать эффективную толщину сдвигов h и расстояния между ними, или связанную с ними относительную объемную долю сдвиговых участков β . Тогда локальное повышение температуры в области сдвигов составит значение:

$$\Delta T_h \approx \frac{Y \cdot \varepsilon}{\rho \cdot C \cdot \beta} > \Delta T = \frac{Y \cdot \varepsilon}{\rho \cdot C},$$

что при $\beta \ll 1$ заметно повышает разогрев в области сдвигов β . Реально величина β порядка процента. Здесь ρ - плотность ВВ, C - средняя теплоемкость ВВ, Y - предел текучести материала ВВ, ε - деформация ВВ.

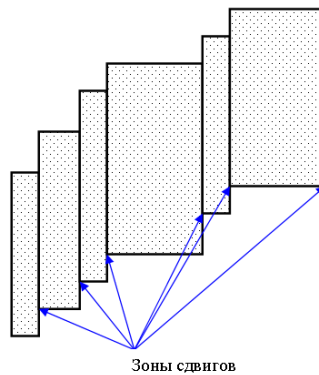


Рисунок 1. Схематическая структура сдвигов в материале. Горячие пятна образуются вблизи сдвигов. Сдвиговые деформации велики только в локальных областях

Рассмотрим второй источник диссипации механической энергии – гетерогенное трение. В литературе неоднократно обсуждался фрикционный (то есть за счет трения) вид нагрева для плоскостей соприкосновения ВВ и инертного материала. Коэффициент трения зависит от температуры и от степени шероховатости соприкасающихся поверхностей. Без учета упругой разгрузки при “сухом трении” важным параметром является коэффициент распределения

тепловых потоков $q = \left(1 + \sqrt{\frac{\lambda_i C_i \rho_i}{\lambda C \rho}}\right)^{-1}$, где C_i - коэффициент теплоемкости инертного вещества,

λ_i - коэффициент теплопроводности инертного вещества, ρ_i - плотность инертного вещества, C - коэффициент теплоемкости ВВ, λ - коэффициент теплопроводности ВВ, ρ - плотность ВВ. Если $q \ll 1$, то гетерогенное трение малоэффективно для достижения взрыва (требуются большие относительные скорости). Если же $q \sim 1$, то взрыв за счет сухого “гетерогенного” трения вполне возможен. Если же трение “мокрое”, то следует рассматривать случай, когда сначала имеет место вязкопластическая стадия трения, а затем последующий разогрев материала с потерей сдвиговой прочности тонкого слоя ВВ вблизи инерта. В целом можно сказать, что с точки зрения взрывобезопасности трение октогена о сталь менее опасно, чем внутреннее трение ВВ или трение ВВ о материал подобный ВВ; так как требует больших скоростей в первом случае. По поводу внешнего гетерогенного трения и его влияния на взрыв ВВ есть ряд работ А.П.Амосова и соавторов; см. для примера публикацию [3] и ссылки там же.

1. Температурный критерий С.Ю.Седова с учетом внутреннего трения

Время адиабатического теплового взрыва сплошного вещества ВВ, однородно нагретого до температуры T_0 , составляет величину

$$t_{ad}(T_0) \approx \frac{CRT_0^2}{QZE_A} \exp\left(\frac{E_A}{RT_0}\right).$$

Здесь Q - теплота химической реакции нулевого порядка, C - теплоемкость при постоянном объеме, Z - частотный фактор реакции, E_A - энергия активации, T_0 - температура ВВ, R - универсальная газовая постоянная, $R = 8.3143$ Дж/моль/град = 1.9858 кал/моль/град. Рассмотрим октоген (НМХ). Учтем, что октоген плавится, переходя в жидкое состояние, при температуре плавления, приближенно задаваемое соотношениями:

$$T_m = T_{m0} \cdot \left(1 + a \frac{V_0 - V}{V_0}\right), \text{ или } T_m = T_{m0} + b \cdot p,$$

где $T_{m0} = 553$ °K, $a \approx 1.53$, $b = 58 - 180$ град/Гпа [4]. Учетом фазового перехода октогена из одной твердой фазы в другую при повышении температуры для простоты пренебрегаем, так как речь идет о приближенных вычислениях. В условиях НСР ВП величина $T_m = 560 - 600$ °K. Поскольку характерные времена эксперимента, связываемые с развитием реакции в ВВ при низкоскоростных нагрузках, составляют значения ~ 10-100 мкс, соответствуя температурам 650–700 °K, то получается, что ВВ на основе октогена в горячем пятне сначала плавится, а потом уже начинает интенсивно реагировать. Таким образом, первый этап – разогрев ВВ в ГП до температуры плавления за счет вязкопластической диссипации механической энергии, второй этап – рост расплава, третий этап – разогрев вязкого расплава за счет вязкости жидкости. Оценим размеры горячего пятна. Горячее пятно не должно остыть за счет теплопроводности в процессе разогрева до начала бурной химической реакции. Если пятно плоское, то толщина пятна

h должна быть не менее $\sim 4 \cdot \sqrt{\chi \cdot t_{ad}}$, где χ - коэффициент температуропроводности ВВ, иначе температура в центре горячего пятна упадет. Пусть $\chi \approx 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$ (характерное значение температуропроводности для ВВ). Тогда при $t_{ad} \sim 10 \text{ мкс}$ должно быть $h \geq 5 \text{ мкм}$. Это - мезоскопические размеры. Возникновение таких пятен можно связать с трещинами в ВВ за счет сдвиговых деформаций. Для времен $t \sim 100 \text{ мкс}$ и больше при рассмотрении эволюции горячих пятен необходимо учитывать тепловую релаксацию. Для корректности описания плавления ВВ нужно принимать во внимание теплоту плавления L . У октогена она составляет: $L = 202 \text{ Дж/г} \approx 50 \text{ кал/г}$ [4]. Это соответствует приблизительно $\Delta T = \frac{L}{C} \approx 100 \text{ }^\circ\text{K}$

(C - теплоемкость).

Здесь возникает вопрос: совместимо ли рассмотрение плавления ВВ в области горячих пятен при формулировке критерия НСР ВП и математическое моделирование сплошной среды без учета фазовых переходов? Ответ таков: как приближение, это рассмотрение совместимо, если область плавления в ГП занимает очень малую объемную долю объема ВВ (по порядку не более процента), находится внутри ВВ, либо существует малое время перед взрывом - то есть практически не влияет на макродинамику образца ВВ (с размерами порядка миллиметр и более).

Принимаем, что в ВВ образуются компактные горячие пятна после определенного уровня механических нагрузок. Принимаем, что распределение температуры по горячему пятну однородно. Это допущение снижает реалистичность описания инициирования, но позволяет избежать проблемы решения дифференциального уравнения в частных производных для температуры в каждой счетной ячейке. Пусть вещество в области интенсивной диссипации энергии не расплавлено. В областях диссипации энергии изменение удельной внутренней энергии описывается выражением:

$$\frac{d}{dt}(c_{Vh}T_h) = W_h - \frac{S_h h_s}{\rho V_h}(T_h - T_s),$$

где c_{Vh} - удельная теплоемкость, W_h - удельная мощность диссипации энергии в области горячих пятен, S_h - площадь поверхности горячих пятен, V_h - объем горячих пятен, T_h - температура в области, занятой горячими пятнами, T_s - температура в области остального, не разогретого ВВ, h_s - параметр, связанный с теплопроводностью ВВ, ρ - плотность ВВ.

Введем величину β - долю вещества, находящегося в зонах повышенной диссипации энергии. Пусть E_T - средняя тепловая энергия, E_0 - начальная внутренняя энергия, E_h - внутренняя энергия в области горячих пятен, E_s - внутренняя энергия в области не разогретого ВВ. Тогда

$$E_T = (1 - \beta)E_s + \beta E_h.$$

В условиях начала реакций примем $E_s \approx E_0$. Тогда

$$\dot{E}_T = -\dot{\beta}E_0 + \frac{d}{dt}(\beta E_h),$$

откуда

$$\Delta E_T + \beta E_0 \approx \beta E_h.$$

Итак, за счет диссипации энергии пластического течения ВВ энергия E_h в области ГП на единицу массы

$$E_h \approx E_0 + \frac{\Delta E_T}{\beta}, \quad \Delta E_T = \int \frac{s_{ij} d\varepsilon_{ij}^p}{\rho}, \quad W_h = \frac{\Delta E_T}{\beta} = \frac{s_{ij}}{\beta \cdot \rho} \frac{d\varepsilon_{ij}^p}{dt},$$

$$E_h = \int c_{Vh} dT \approx c_V T_h, \quad c_{Vh} \approx c_V \approx const, \quad E_0 = c_V T_0.$$

Здесь s_{ij} - девиатор тензора напряжений, ε_{ij}^p - тензор пластических деформаций, c_V - теплоемкость при постоянном объеме. В соотношении для энергии не учтена тепловая релаксация в области сдвига. С учетом ее

$$\frac{d}{dt} E_h = W_h - \frac{S_h h_S}{\rho V_h} (T_h - T_s) = \frac{s_{ij}}{\beta \cdot \rho} \frac{d\varepsilon_{ij}^p}{dt} - \frac{S_h h_S}{\rho V_h} (T_h - T_s) \approx \frac{s_{ij}}{\beta \cdot \rho} \frac{d\varepsilon_{ij}^p}{dt} - \frac{h_S}{\rho h} (T_h - T_0).$$

Здесь введена характерная длина области сдвига $h = \frac{V_h}{S_h}$.

Следует учесть химическую реакцию в области сдвига. Тогда в единице массы ГП выделяется энергия

$$\frac{d}{dt} E_h = \frac{s_{ij}}{\beta \cdot \rho} \frac{d\varepsilon_{ij}^p}{dt} + Z_A Q_A \exp\left(-\frac{T_A}{T_h}\right) - \frac{h_S}{\rho h} (T_h - T_0).$$

Здесь Z_A , Q_A , T_A - параметры кинетики Аррениуса нулевого порядка.

Заведем величину, равную поглощенной при плавлении энергии $0 \leq E_m \leq Q_m$. В начальный момент времени $E_m = 0$. Итак, при $T_h < T_m(\rho)$ температура в области диссипации энергии вычисляется так:

$$\frac{d}{dt} T_h = \frac{s_{ij}}{c_V \beta \cdot \rho} \frac{d\varepsilon_{ij}^p}{dt} + \frac{Z_A Q_A}{c_V} \exp\left(-\frac{T_A}{T_h}\right) - \frac{h_S}{\rho c_V h} (T_h - T_0), \quad T_h(t=0) = T_0, \quad E_m(t) = 0$$

При достижении $T_h \geq T_m(\rho)$ и условии $E_m(t) < Q_m$ полагается $T_h = T_m(\rho)$ и учитывается плавление

$$\frac{d}{dt} E_m = \frac{s_{ij}}{\beta \cdot \rho} \frac{d\varepsilon_{ij}^p}{dt} + Z_A Q_A \exp\left(-\frac{T_A}{T_h}\right) - \frac{h_S}{\rho h} (T_h - T_0), \quad \frac{d}{dt} E_m > 0$$

Если же $E_m(t) = Q_m$, но температура уменьшается: $T_h < T_m(\rho)$, то расплавленное ВВ в зоне горячего пятна начинает застывать. Тогда полагаем $T_h = T_m(\rho)$ и, пока E_m не обратилась в нуль,

$$\frac{d}{dt} E_m = \frac{s_{ij}}{\beta \cdot \rho} \frac{d\varepsilon_{ij}^p}{dt} + Z_A Q_A \exp\left(-\frac{T_A}{T_h}\right) - \frac{h_S}{\rho h} (T_h - T_0), \quad \frac{d}{dt} E_m < 0.$$

При $T_h \geq T_m(\rho)$ и $E_m(t) = Q_m$ следует рассчитывать уже расплавленное ВВ в области диссипации. Формально учтем это обстоятельство только изменением величины h_s на h_L (они пропорциональны коэффициентам теплообмена), то есть

$$\frac{d}{dt} E_m = \frac{s_{ij}}{\beta \cdot \rho} \frac{d\varepsilon_{ij}^p}{dt} + Z_A Q_A \exp\left(-\frac{T_A}{T_h}\right) - \frac{h_L}{\rho h} (T_h - T_0).$$

Предполагается, что та же доля механической энергии диссипации в ячейке расходуется на область горячего пятна в случае расплава, что и для твердого вещества. Кроме того, не будем учитывать возможное изменение величины β , связанное с появлением жидкой фазы. Это позволяет не рассматривать в деталях процесс вязкого течения расплава ВВ на мезоскопическом уровне, так как, по предположению, принята пропорциональность вязкого выделения энергии в расплаве ГП и общего темпа диссипации механической энергии энергии в счетной ячейке ВВ:

$$\frac{\mu \cdot \Delta_{ik}^2}{2\rho} \sim \frac{s_{ij}}{\beta \cdot \rho} \frac{d\varepsilon_{ij}}{dt},$$

где μ - вязкость расплава ВВ, Δ_{ik}^2 - "квадрат" тензора скоростей деформаций.

Итак, в модели есть три (вообще говоря, переменных) неизвестных феноменологических параметра, зависимости для которых должны подбираться из экспериментов: β , $\chi_S = \frac{h_S}{h}$, $\chi_L = \frac{h_L}{h}$. Сделаем замечание насчет величины теплоемкости c_V . Разумеется, есть различия в теплоемкости в зависимости от температуры, фазы октогена (β или δ) и жидкого или твердого состояния октогена. Кроме того, следует различать теплоемкость при постоянном давлении и постоянном объеме. Но, как следует из [4], различие между c_p и c_V имеет величину порядка 6%. В δ -фазе $c_V = 1.4 \cdot 10^{-3}$ кДж/г/°K, оценки в классическом приближении для верхнего предела (в том числе для жидкой фазы) дают $c_V < 1.7 \cdot 10^{-3}$ кДж/г/°K. Таким образом, вполне приемлемо положить $c_V = 1.65 \cdot 10^{-3}$ кДж/г/°K, то есть константе. А вся "нагрузка" на переменность величины c_V переносится на феноменологические величины β , χ_S , χ_L .

Критерием взрыва в полосе сдвигового течения в первом способе расчета будем считать достижение интеграла I_{exp} , равного единице

$$I_{\text{exp}} = \frac{Q_A Z_A T_A}{c_V} \int_0^t \frac{\exp\left(-\frac{T_A}{T_h(t')}\right)}{T_h(t')^2} \cdot dt' = 1.$$

По теории взрыва, разработанной в трудах Франк-Каменецкого, Зельдовича и др. исследователей, при определенных параметрах Q_A , Z_A , T_A взрыв начинается при достижении достаточно больших температур с очень резкой температурной зависимостью скорости химических реакций. Как раз таковы параметры у типичных бризантных ВВ. Поэтому можно пренебречь временем протекания взрывной реакции по сравнению со временем достижения температур начала взрывной реакции. Именно эти представления заложены в формуле для I_{exp} ("exp" - explosion - взрыв). При начале взрыва вклад в нарастание температуры начинают давать и химические реакции, то есть нужно учитывать и их для определения времени взрыва. Саморазогрев вещества ВВ при этом настолько быстр, что определенная значительная доля ВВ выгорает почти сразу. Поэтому точное решение уравнений химической кинетики на этапе взрыва в горячих пятнах, если нас интересуют времена порядка микросекунд и десятков микросекунд, не нужно. Следовательно, учет появления ПВ в процессе реакций в горячих пятнах до момента взрыва делать не обязательно. Действительно, основное время до химического превращения занимает стадия, когда массовая концентрация ПВ в горячих пятнах много меньше единицы. Кроме того, и доля ВВ в возникающих горячих пятнах невелика, не более нескольких процентов. Таким образом, расчет времени начала взрыва в горячих пятнах с хорошей точностью можно провести, не учитывая появления ПВ в горячих пятнах. При этом, формально можно насчитывать критерий взрыва и по другой формуле, не пользуясь величиной I_{exp} , а решая уравнение химической кинетики первого порядка:

$$\frac{dw}{dt} = -w(t) \cdot Z_A \cdot \exp\left(-\frac{T_A}{T(t)}\right), \quad w(0) = 1.$$

Критерием достижения взрыва во втором способе расчета будет величина w . Можно принять ее, например, равной $w_{\text{crit}}(t_{\text{exp}}) = 0.99$. Оценки показывают, что время взрыва t_{exp} слабо зависит от конкретного значения w_{crit} в диапазоне 0.5 - 0.999. Оба способа расчета дают близкие значения времени начала взрыва.

В данной модели внутреннего гомогенного трения присутствуют константы, значения которых таковы: $\ln(Z_A Q_A) = 34.58443786$, $c_V = 1.65 \cdot 10^{-3}$ кДж/г/°K, $T_A = 2.65384228 \cdot 10^4$ °K, $\chi_S = 1.2 \cdot 10^{-4}$ кДж/см³/°K/10мкс, $\chi_L = 0.01 \cdot \chi_S = 1.2 \cdot 10^{-6}$ кДж/см³/°K/10мкс, $Q_m = 0.202$ кДж/г, $Q_A = 500$ кал/г = 2.0934 кДж/г, $Z_A = 5 \cdot 10^{19}$ с⁻¹, $Q_A Z_A = 1.04672 \cdot 10^{15}$ кДж/г/10мкс, $\ln \frac{Q_A Z_A}{c_V} = 40.991398744$, $\ln \frac{Q_A Z_A T_A}{c_V} = 51.177747623$, $\frac{Q_A}{c_V} = 1.2687273 \cdot 10^3$ °K.

2. Расчеты опытов Г.В.Белова. Группой Г.В.Белова (ИФВ) в течении ряда лет проводились опыты по соударению сферических осколков с варьированием размеров. Опыты Г.В. Белова и соавторов проводились с образцами из флегматизированного октогена. В экспериментах, проведенных в ИФВ под руководством Г.В. Белова, определялась предельная скорость инициирования взрывчатых превращений в ВВ при ударе стальным сферическим ударником [5]. В ходе экспериментов варьировалась как скорость удара, так и масса ударников. На рисунке 2 показан пример конкретного расчета температуры ГП в одной из счетных ячеек (ситуация “взрыв” в опыте Г.В.Белова, d=2.9 см, U=35 м/с). Видна очень маленькая временная область нагрева твердого ВВ до температуры плавления, затем идет прямая линия, говорящая о том, что в этой области времен имеет место плавление (энергия диссипации переходит в скрытую теплоту плавления), затем довольно долго нагревается расплав ВВ, и протекает быстрый взрыв с последующим выделением химической энергии.

На рисунке 4 показано положение лагранжевой ячейки (контрольной точки), в которых снимались временные профили всех величин. Эта точка соответствовала максимуму диссипации механической энергии в расчетах. Величина β подбиралась, чтобы описать результаты экспериментов по ситуации “взрыв-не взрыв”. Первый вариант соответствует величине β , разной для различных диаметров ударников d , то есть задает функцию $\beta(d)$. Второй вариант соответствует β как функции накопленной пластической деформации, то есть более универсален в применении:

$$\beta(\varepsilon_p) = 1 - \exp\left(-k \cdot (\varepsilon_p + \varepsilon_0)^n\right),$$

где в случае идеальной упругопластики нами подобрано: $k = 0.535$, $\varepsilon_0 = 0.01$, $n = 1.4$. Это выражение не зависит от размера ударника. В таблице 1 показаны результаты расчетов. На рисунке 3 показана зависимость $\beta(\varepsilon_p)$. Параметры уравнений состояний материала ВВ на основе октогена и ударника (сталь) взяты такими же, как в [6]. Начальная плотность ВВ на основе октогена $\rho_0 = 1.883$ г/см³.

Таблица 1. Результаты экспериментов и расчетов по модели гетерогенного трения

Диаметр ударника d, в см	Скорость ударника U, в м/с	Экспериментальный результат [5]	Расчет по формуле $\beta(\varepsilon_p)$
0.8	73	Не взрыв	Не взрыв
	78	Взрыв	Взрыв
1.43	49.2	Не взрыв	Начало взрыва
	52.25	Взрыв	Начало взрыва
1.83	35	-	Не взрыв
	46	Не взрыв	Взрыв
	53	Взрыв	Взрыв
2.9	32	Не взрыв	Не взрыв
	35	Взрыв	Взрыв

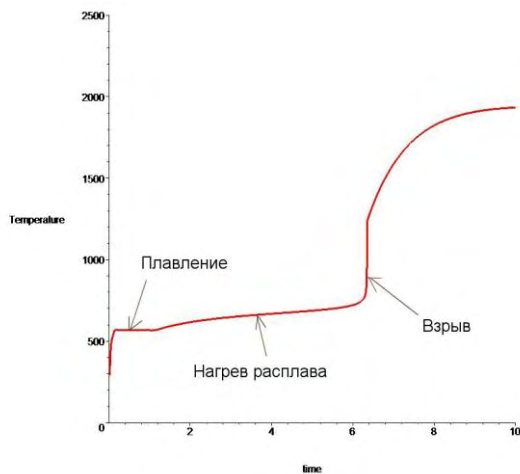


Рисунок 2. Пример расчетов температуры в области сдвига, T_h в $^{\circ}K$, время в 10 мкс

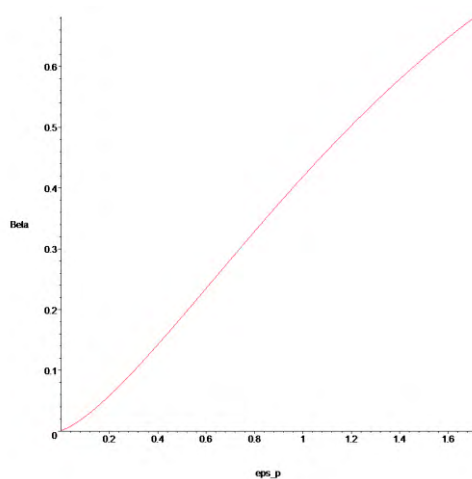


Рисунок 3. Зависимость безразмерного параметра β от накопленной пластической деформации ϵ_p .

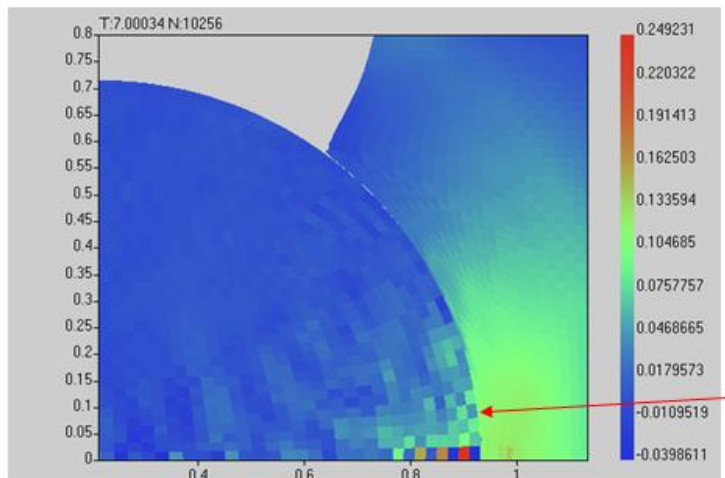


Рисунок 4. Положение контрольной точки- точки начала взрыва указано стрелкой. Поле давления. Время $t=70$ мкс. Диаметр и скорость ударника: 1.43 см и 522.5 м/сек

3. Температурный критерий А.Р.Гушанова с учетом гетерогенного трения

Пусть ВВ находится в контакте с веществом, скорость которого отлична от скорости взрывчатого вещества. Трение, возникающее на контактной границе, может привести к тому, что вещество вблизи нее расплавится – вдоль контактной границы образуется зона плавления. Уравнения, определяющие удельную внутреннюю энергию ВВ в зоне плавления и размер зоны плавления, сформулированы А.Р.Гушановым [6]:

$$\frac{dE_{nl}(t)}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{(\Delta u)^2}{L(t)^2} \eta(T) + \frac{E_- - E_{nl}(t)}{L(t)} \frac{dL(t)}{dt} + A_3 Q \frac{d\lambda}{dt},$$

$$\frac{dL(t)}{dt} = A_1 \frac{k}{E_M \rho} \frac{T(t) - T_M}{L(t)},$$

здесь $E_{nl}(t)$ – удельная внутренняя энергия вещества в зоне плавления, $L(t)$ – ширина зоны плавления, $T(t)$ – температура вещества в зоне плавления, T_M – температура плавления, T_0 – начальная температура (температура окружающего зону плавления холодного вещества), E_M – энергия плавления единицы массы вещества, Δu – разность скоростей вещества на границах зоны плавления области, $E_- = C_V(T_M - T_0)$ – внутренняя энергия твердого вещества, нагретого до температуры плавления, C_V – удельная теплоемкость, ρ – плотность вещества, k – коэффициент теплопроводности, $\eta(T)$ – динамическая вязкость, Q – теплота реакции на единицу массы, A_1 и A_3 – феноменологические безразмерные константы, требующие подбора. Необходимо отметить, что уравнения кинетики допускают не единственность набора констант, описывающих данную серию экспериментов, для исключения произвола в выборе констант необходимо проведение моделирования других экспериментов. Для величины $L(t)$ задается начальное значение L_0 и полагается, что если $L(t)$ меньше L_0 , то $L(t) = L_0$. К этим уравнениям добавлено уравнение, определяющее скорость химической реакции в соответствии с законом Аррениуса:

$$\frac{d\lambda}{dt} = (1 - \lambda) B e^{\frac{-E_a}{RT}},$$

здесь λ – массовая концентрация продуктов реакции, B – частотный множитель кинетики Аррениуса, E_a – энергия активации в кинетике Аррениуса, R – молярная газовая постоянная.

Связь температуры в зоне плавления с удельной внутренней энергией имеет вид:

$$T(t) = \begin{cases} T_0 + \frac{E_{nl}(t)}{C_V}, & E_{nl}(t) < C_V(T_M - T_0) \\ T_M, & C_V(T_M - T_0) < E_{nl}(t) < C_V(T_M - T_0) + E_M \\ T_0 + \frac{E_{nl}(t) - E_M}{C_V}, & C_V(T_M - T_0) + E_M < E_{nl}(t) \end{cases}$$

Вязкость вещества в зоне плавления зависит от температуры; при температуре, меньшей температуры плавления она равна константе, в точке плавления меняется скачком, при дальнейшем повышении температуры уменьшается:

$$\eta = \eta(T) = \begin{cases} \eta_s, & T(t) \leq T_M \\ \eta_0 \exp\left(\frac{T_a}{T(t)}\right), & T(t) > T_M \end{cases}$$

где η_s – динамическая вязкость твердой фазы ВВ, η_0 – предэкспоненциальный множитель зависимости динамической вязкости жидкой фазы ВВ от температуры, T_a – коэффициент в температурной зависимости динамической вязкости жидкой фазы ВВ. Параметр L (ширина зоны плавления) – одна из величин, определяемых системой уравнений, не связан с размером счетных ячеек. Так же как и другие величины, он вычисляется на контактной границе взрывчатого вещества (в пограничном слое ячеек). Параметр Δu – разрыв скорости на контакте ВВ с другим веществом, не зависящий явно от размера счетных ячеек, величины L , E_{nl} и λ также не имеют явной зависимости

от размера ячеек. В начальный момент времени $L=L_0$ ($L_0=10^{-4}$) см и $E_{пл} = C_v(T_M - T_0)$, $T=T_M$. Временем нагревания вещества ВВ до температуры плавления в процессе динамических нагрузок в модели пренебрегается. Кроме того, неявно предполагается и наличие значительных по площади ненагретых областей на границе ВВ – инерт, между которыми трение “сухое”. Таким образом, диссипация энергии за счет гетерогенного трения рассмотрена в модели максимально упрощенно.

Параметры модели, использовавшиеся в расчетах, приведены в публикации [6]. Толщина зоны

сдвига введена как $h = \frac{L}{A_1}$, где A_1 - эмпирический коэффициент. Величины k_1 и k_3 связаны с

учетом гетерогенного трения на границе с ВВ. Варьируемые в зависимости от диаметра ударника величины приведены в таблице 2. На основе этих параметров удалось описать опыты Г.В.Белова [5].

Таблица 2. Варьируемые параметры критерия А.Р. Гушанова

№ опыта Г.В.Белова, диаметр ударника, см	A_1	A_3	k_1	k_2
1 $d=0.8$	1	10	1	1
2 $d=1.43$	1	10	0.55	0.55
3 $d=1.83$	1	10	0.3	0.3
4 $d=2.9$	1	10	0.1	0.1

Заключение

Температурный подход к описанию начала НСР ВП выглядит, на первый взгляд, менее феноменологическим, чем другие, более инженерные подходы к формулировке критериев (например [8,9]), так как привлекает наглядные физические представления о механизме взрыва на мезоуровне. Для получения необходимых замыкающих соотношений вводятся в рассмотрение микроскопическая кинетика Аррениуса, локальные полосы сдвига, трещины, плавление ВВ и т.д. Картина НСР ВП при этом выглядит более детальной. Но у нее есть и обратная сторона – сильная чувствительность к выбору ширины полос сдвига и расстояний между ними. Это связано с использованием кинетики Аррениуса, имеющей резкую зависимость от характерной температуры T_h , которая сама зависит от ширины области эффективного сдвига. Последняя характеристика является с точки зрения континуального подхода феноменологической, и, как показали расчеты, переменной величиной.

В докладе представлены расчеты опытов группы Г.В.Белова (ИФВ, ВНИИЭФ). В расчетах применялись два критерия НСР ВП. В расчетах по модели внешнего трения А.Р.Гушанова [6] варьировался коэффициент параметр k_1 (см. [6]) в зависимости от ударника. С учетом этого удалось описать опыты по ситуации “взрыв-не взрыв”. В расчетах по модели С.Ю.Седова внутреннего трения в рамках программы “Д” [10] был осуществлен подбор функции $\beta(\varepsilon_p)$ - объемной доли областей интенсивного сдвига в зависимости от накопленной пластической деформации ε_p :

$$\beta(\varepsilon_p) = 1 - \exp\left(-k \cdot (\varepsilon_p + \varepsilon_0)^n\right)$$

Это выражение не зависит от размера ударника. С учетом этой формулы удалось описать опыты группы Г.В.Белова, хотя и с некоторым расширением коридора скоростей, разделяющих события “взрыв-не взрыв” для диаметра 1.83 см.

В заключение авторы доклада выражают благодарность Г.В.Белову (ИФВ, ВНИИЭФ) за предоставленную экспериментальную информацию.

Список литературы

1. Афанасьев Г.Т., Боболев В.К. Инициирование твердых взрывчатых веществ ударом. М.: Наука, 1968. С.1-168.
2. Дубовик А.В. Чувствительность твердых взрывчатых систем к удару. М.: РХТУ им. Д.И.Менделеева, 2011. С.1-276.
3. Амосов А.П. Теория воспламенения взрывчатых веществ при механических воздействиях // Вестник Самарского государственного технического университета. Вып. 4. Серия "Физико-математическая". 1996. С. 208-235.
4. Constituent properties of HMX needed for meso-scale simulations. Report; R.Menikoff, Th.D.Sewell, LA-UR-00-3004-rev. Los-Alamos, 2001.
5. Белов Г.В, Базаров Ю.Б., Васенин С.Н., Колмаков О.В., Костюков Е.Н., Кудашов А.В., Тюрин А.Н., Шишканов А.В., Шустова Н.И. Влияние предварительного механического повреждения и пористости на условия инициирования и параметры взрыва при ударе// Труды международной научной конференции "Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны", XVII Харитоновские научные чтения. Саров, 2015. С. 128-135.
6. Мартынова М.Е., Гушанов А.Р., Чернышев Ю.Д. Кинетика инициирования взрывчатых превращений за счет трения при низкоскоростных воздействиях в рамках методики Д// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2010. Вып.3. С. 55-64.
7. F. J. Zerilli, R. H. Guirguis, C. S. Coffey. A burn model based on heating due to shear flow: proof of principle calculations.//12-th International Detonation Symposium, 2002, P. 1100-1119.
8. Седов С.Ю., Величко О.М., Денисова О.В., Кривонос А.С., Вялых А.М. Расчеты на основе вязкоупругой модели критериев начала взрыва при низкоскоростном воздействии на взрывчатый состав на основе октогена //Труды международной конференции, XV Харитоновские научные чтения. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2013. С.246-253.
9. С.Ю.Седов, Мицура М.Н. Критерий начала взрыва при низкоскоростном воздействии на взрывчатые составы на основе октогена //Тезисы докладов на международной конференции XII Забабахинские научные чтения". Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2014. С.116.
10. Дмитриев Н.А., Дмитриева Л.В., Малиновская Е.В., Софронов И.Д. Методика расчета нестационарных двумерных задач газовой динамики в лагранжевых координатах //Теоретические основы и конструирование численных алгоритмов задач математической физики/Под ред. К.И.Бабенко. М.: Наука, 1979. С. 175-200.

РЕАКЦИЯ ВВ НА ОСНОВЕ ОКТОГЕНА И ТАТЬ НА ДИНАМИЧЕСКОЕ НАГРУЖЕНИЕ МЕТОДОМ СОСТАВНОГО СТЕРЖНЯ ГОПКИНСОНА

А.М. Васильев¹, В.А. Пушков^{1,2}, Т.Г. Найданова¹, А.Н. Цибиков¹

¹РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

²СарФТИ НИЯУ МИФИ, Саров Россия

Введение

Вопросы, связанные с изучением возможности инициирования взрывчатых превращений (ВП) в ВВ при низкоскоростном воздействии, имеют большое практическое значение, в частности при моделировании аварийных ситуаций. В практике используются ВВ, например для исследовательских целей или в составе конструкций. При хранении, транспортировке и работе с ВВ